第 37 卷 第 1 期 原 子 核 物 理 评 论 Vol. 37, No. 1
2024 年 1 月 Nuclear Physics Review Jan., 2024

文章编号： 1007-4627(2024) 01-0040-07

利用^{22}Na+p 厚靶弹性散射研究^{23}Mg 质子共振态

张玉强[1]，景龙[2]，王友宝[1]，胡钧[2]，韩治宇[1]，李云居[1]，李志宏[1]，连钢[1]，谌阳平[1]，颜胜权[1]，曾晟[1]，郭冰[1]，柳卫平[1]，白真[2]，贾宝路[2]，金仕纶[2]，马军兵[2]，马朋[2]，马少波[2]，许世伟[2]，杨彦云[2]，张宁涛[2]，唐晓东[2]，张立勇[2]，苏俊[3]，何建军[3]，孙立杰[4]，黄美容[5]，王建松[6]，王宏伟[7]

(1. 中国原子能科学研究院，北京 102413；
2. 中国科学院近代物理研究所，甘肃兰州 730000；
3. 北京师范大学核科学与技术学院，北京 100875；
4. 上海交通大学粒子与核物理研究所，上海 200240；
5. 内蒙古民族大学数理学院, 内蒙古通辽 028000；
6. 湖州师范学院理学院，浙江湖州 313000；
7. 中国科学院上海应用物理研究所，上海 201800)

摘要：^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 和 ^{19}Ne(α, p)^{22}Na 是新星环境下 NeNa-MgAl 循环以及 rp-过程的两个关键反应，对于理解新星的演化和元素核合成有重要意义。因为涉及奇 A 核 ^{23}Mg 质子分离阈上的众多共振能级，目前这两个反应的反应率仍有较大分歧。在兰州重离子加速器国家实验室的 RIBLL1 放射性束流线上，利用 ^{22}Na+p 厚靶逆运动学弹性散射方法对复合核^{23}Mg 的质子共振态进行了测量，获得了质心系能量1.5～4 MeV 区间 ^{22}Na(p，p) 的激发函数，发现了复合核 ^{23}Mg 明显的质子共振态结构，为进一步的 R-矩阵理论分析奠定了基础。

关键词：新星核合成；天体物理反应率；共振散射；厚靶逆运动学方法

中图分类号：O571.53 **文献标志码：**A **DOI：**10.11804/NuclPhysRev.37.01.40

引言

1972 年，Black 等人对著名的奥盖尔 (Orgueil) 碳质球粒陨石中的成分进行了深入研究[1]，发现其中的氖同位素 ^{20}Ne 和 ^{22}Ne 的丰度存在异常，两者间的丰度比为 1.5，此比值仅为地球上的 ^{20}Ne/^{22}Ne 丰度比的 15% 左右，这就是著名的 Ne 丰度异常问题。这些氖同位素早于太阳系诞生，是在太阳系形成之前由一次天体爆发事件注入到陨石内部并留存至今，其中超丰的^{22}Ne 很可能来自于^{22}Na 的衰变[2]。

1974 年 Clayton 等人利用 TNR 模型，预言新星喷发的介质中会包含大量的 ^{22}Na 和 ^{26}Al[3]。相对于半衰期为7.17×10^5 年的 ^{26}Al，^{22}Na 的半衰期仅有 2.6 年，其衰变时发射出的1.275 MeV γ 射线可能成为新星爆发的灵敏探针，对于 γ 射线天文学具有重要的意义。近年来，美国 NASA 的 CGRO 项目探测到了太阳系附近的五次 Ne 型新星爆发事件，观测结果显示每个新星喷发出的 ^{22}Na 的质量都非常小，上限约3.7×10^{-8} $M_\odot$。Iyudin 等人对该项目中 COMPTEL 望远镜在 1991-1997 年间的观测结果做了系统分析[4]，给出了银河系范围内1.275 MeV γ 射线的通量图，但认为其更可能来源于 ^{22}Ne 的低能激发，而非 ^{22}Na 衰变。

新星是双星体系中的白矮星吸积伴星表面的富氢物质，进而发生爆发性氢燃烧并释放出大量的能量导致爆发。在新星环境下，^{22}Na 主要通过 NeNa-MgAl 循环进行合成。根据内部温度的不同，^{22}Na 存在如下两种不同的合成途径：

$$1：^{20}\mathrm{Ne}(p,\gamma)^{21}\mathrm{Na}(\beta^+\nu_e)^{21}\mathrm{Ne}(p,\gamma)^{22}\mathrm{Na}, \quad (1)$$

$$2：^{20}\mathrm{Ne}(p,\gamma)^{21}\mathrm{Na}(p,\gamma)^{22}\mathrm{Mg}(\beta^+\nu_e)^{22}\mathrm{Na}, \quad (2)$$

消灭 ^{22}Na 的反应主要是 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 。José 等人通过模型计算发现，在 CO 等新星喷发介质中 ^{22}Na 的丰度与 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应的反应率密切相关[5]。因为入射道包含放射性核，对 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应的研究比较匮乏，因此其天体物理反应率尚存在较大的不确定性。1989 年美国圣母大学的 Görres 等人采用 ^{22}NaCl 滴定靶，首次对 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应进行了直接测量[6]。因为滴定靶中的杂质较多，测量结果比较粗糙，只获得了 ^{23}Mg 几个态共振强度的上限。后来德国明斯特大学的 Seuthe 等人采用 ^{22}Na 离子注入靶，测量了 ^{23}Mg 7.780～

收稿日期：2024-01-02； **修改日期：**2024-01-02
基金项目：国家自然科学基金资助项目（12275361，U2267205）
作者简介：张玉强（1999.6.16-）, 男，山东济宁人，硕士，粒子物理与原子核物理专业；E-mail: 18606479133@163.com
通信作者：E-mail: ybwang@cnncmail.cn

8.193 MeV 激发能区若干能级的共振强度[7]；美国华盛顿大学 Sallaska 等人也用相似方法测量了 ^{23}Mg 7.770～8.163 MeV 激发能区的若干共振态，给出了共振强度并计算了 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应的天体物理反应率[8-9]。采用离子注入靶虽然解决了靶中的杂质问题，但 ^{22}Na 衰变放出的 1.275 MeV γ 射线，会带来很强的 γ 本底和过高的计数率，这可能是两家实验结果之间存在较大分歧的原因。除上述直接测量外，通过转移反应测量 ^{23}Mg 共振态也是一种常见方法[10-12]。德国波鸿鲁尔大学的 Schmidt 等人利用 ^{22}Na(^{3}He, d)^{23}Mg 单质子转移反应[12]，通过测量氘核的角分布得到了 ^{23}Mg 6.236～8.076 MeV 激发能区若干能级的自旋宇称。^{23}Al β^+ 衰变的延迟质子发射也是研究 ^{23}Mg 共振能级的一个重要途径[13-17]，美国密歇根州立大学的 Friedmen 等人测量了 ^{23}Al β^+ 衰变的延迟质子能谱[14]，在 ^{23}Mg 7.79～8.45 MeV 激发能区观察到了若干共振，提高了 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应共振强度的测量精度。此外 Jenkins 等人在美国阿贡国家实验室采用 ^{12}C(^{12}C, n)^{23}Mg 熔合蒸发反应测量了 ^{23}Mg 激发态发射 γ 的角关联[18]，得到了多条 ^{23}Mg 共振能级的 J^{π} 以及寿命值。理论方面，Comisel 等人通过研究与 ^{23}Mg 互为镜像核的 ^{23}Na 的已知能级，给出了 ^{23}Mg 7.583～7.643 MeV 激发能区部分能级的共振强度[19]。因为转移反应和 β 衰变对 ^{23}Mg 末态都具有高度的选择性，上述间接测量只能获得 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应的部分有用信息。为了全方位扫描与 ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg 反应相关的 ^{23}Mg 质子共振能级，测量 ^{22}Na(p, p) 弹性散射的激发函数是最有效的手段。此前我们在日本东京大学的 CRIB 装置上，使用厚靶逆运动学方法对 ^{22}Na+p 共振散射进行了研究[20]，在 $E_{c.m.}$ <1.5 MeV 内发现了 ^{23}Mg 三个共振态。因为使用的氢气体靶尺寸较大，导致运动学重构存在一定不确定性。为了改进这个问题，我们在兰州重离子加速器国家实验室的 RIBLL1 放射性束流线上，采用 $(CH_2)_n$ 固体靶对 ^{22}Na+p 共振散射进行了重新测量。

1　实验设置

兰州放射性束流线 RIBLL1 是一个双消色差的次级束装置，包含 4 个二级磁铁和 18 个四级磁铁等电磁单元，主体总长35 m。^{22}Na 放射性束流是通过 ^{1}H(^{22}Ne, ^{22}Na)n 电荷转移反应产生的。^{22}Na^{8+} 初级束由兰州重离子加速器国家实验室的 SFC 回旋加速器提供，能量为 7.5 MeV/u，平均流强约700 enA。气体靶室是直径为30 mm，长80 mm 的圆柱体，前后窗分别用2.5 μm 厚的 Havar 膜封闭。实验中 H_2 气压稳定在(500 ± 30) mbar，为增加气体的有效厚度使用酒精制冷机将气体冷却至 −20 °C。^{22}Ne^{8+} 束轰击 H_2 气体靶，所产生的 ^{22}Na 经过 RIBLL1 次级束流线分离纯化后，传输到实验终端。^{22}Na+p 共振散射的实验设置如图1 所示。在 RIBLL1 的 T1 和 T2 靶室内，各安装了一块塑料闪烁体探测器 (C_9H_{10}) 用于记录飞行时间，调束时与实验终端靶室处的阻止型硅探测器组成 TOF−E 来鉴别粒子。在 T2、Tk 靶室处相距565 mm 各安装了一块 X-Y 双维位置灵敏平行板雪崩探测器（PPAC），用于入射束流粒子的反应靶前位置定位，确定入射粒子的角度；同时通过两块 PPAC 符合确定入射粒子的流强。在 PPAC2 后40 mm 处安装了一个轨道，分别放置了 $(CH_2)_n$ 反应靶、纯 C 本底靶以及调束用的硅探测器。$(CH_2)_n$ 靶和纯 C 靶的厚度分别为100 μm 和60.7 μm，能够完全阻止 ^{22}Na 放射性束及其包含的杂质成分。在反应靶后350 mm 处，在实验室 0° 和 14° 方向分别设置了两套硅微条探测器望远镜系统，用于探测从反应靶中反冲出来的轻粒子。每组硅望远镜包含一块双面硅微条探测器 (DSSD) 和一块方型硅探测器 (SSD)。0° 的 DSSD 正反面各有 32 条，厚度63 μm，有效面积4 900 mm^2；14° 的 DSSD 正反面各有 16 条，厚度74 μm，有效面积2 500 mm^2。DSSD 能够记录出射粒子的位置信息，可以与 PPAC 结合对 ^{22}Na(p, p) 实现逐事件两体运动学重建。SSD 探测器有效面积2 500 mm^2，厚度为1 500 μm。实验前，用 ^{239}Pu、^{241}Am 和^{244}Cm 三组 α 源对 DSSD 和 SSD 探测器分别进行了能量刻度。

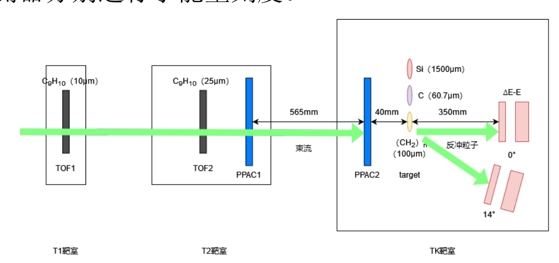


图 1　(在线彩图) ^{22}Na+p 共振散射的探测器设置

^{22}Na 次级束的调束结果如图 2 所示，图 2(a) 是束流在靶上的分布情况，图 2(b) 的横轴是 TOF2 与 PPAC2 之间的飞行时间，纵轴是调束用的硅探测器给出的能量信号。从图中可以看到，杂质主要是磁刚度匹配进来的初级束 ^{22}Ne^{10+}。正式获取数据时需要操作导轨移开调束硅换上固体靶，只用 TOF 进行 ^{22}Na 粒子鉴别。实验期间 ^{22}Na 次级束的纯度保持在 78% 左右，平均流强约2×10^5 pps。为了确定^{22}Na 次级束的能量，在气体靶空靶和充气两种状态下用 ^{22}Ne^{10+} 初级束对磁场和调束硅进行了刻度，根据磁场设置和能损程序计算得到 $(CH_2)_n$ 反应靶前 ^{22}Na^{11+} 束流能量为(93.3 ± 1.4) MeV，如图 2(c) 所示，图中红线为拟合结果，黑线为实验数据。

当对硅探测器进行能量刻度后，通过 ΔE 和 E 探测器符合可进行粒子鉴别，图 3 展示了0° 和14° 硅探测望远

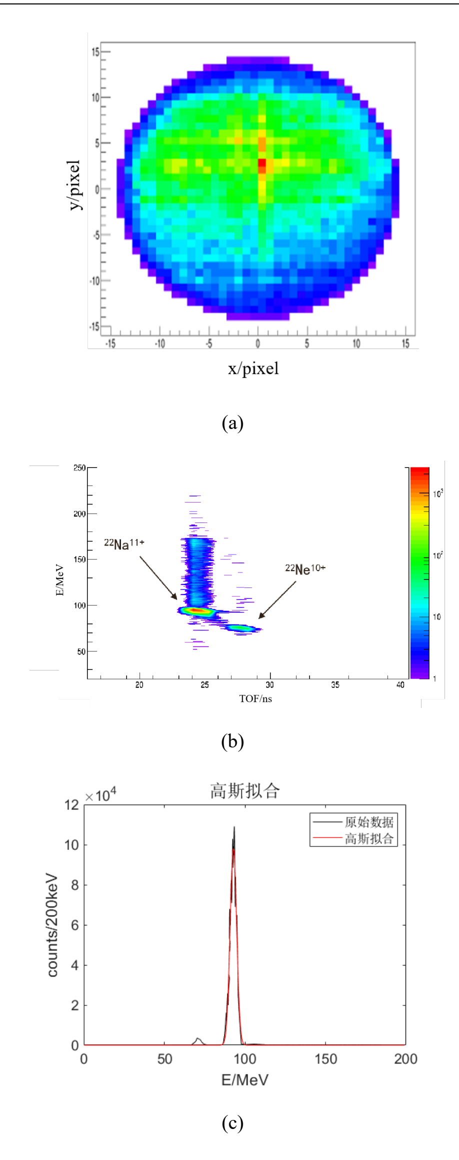
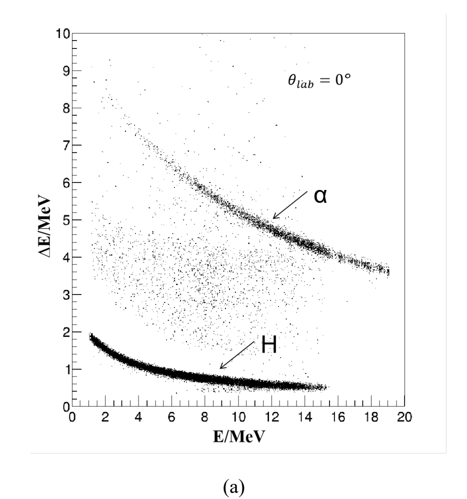
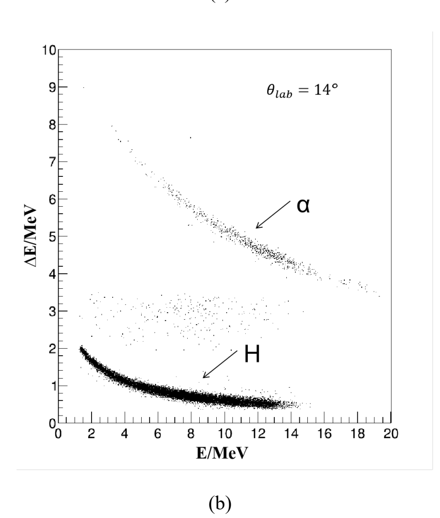


图 2 (在线彩图) ^{22}Na 次级束鉴别结果



(a)



(b)

图 3 $\Delta E - E$ 二维粒子鉴别谱

镜测量的 $\Delta E-E$ 二维粒子鉴别谱。本实验选用的 DSSD 探测器的厚度仅为70 μm 左右，质子等粒子在 DSSD 中能量损失 ΔE 较小，E 探测器厚度为1.5 mm，与 DSSD 一起能够阻止最大能量约16 MeV 的质子。超过这个能量的质子在图 3 中表现为下方的回弯，这部分质子穿透了 SSD 探测器超过了我们感兴趣的能区，在离线分析中不予考虑。从图 3 中可以看到出射粒子大部分是质子和氦离子，这是因为在 ^{22}Na+p 反应系统的各出射道中，^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 和 ^{1}H(^{22}Na，α)^{19}Ne 的截面相对较大。

2 数据分析

对于厚靶逆运动学弹性散射实验，束流在靶内的能量分布是连续的，因此我们需要确定发生反应时的束流能量，^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 弹性散射的两体运动学重构如图 4 所示。根据 ^{22}Na 入射粒子的能量、角度和相应出射质子的能量、角度确定反应点，进而逐事件地将质子能量转换成质心系能量 $E_{\mathrm{c.m.}}$。在反应点处，质心能量 $E_{\mathrm{c.m.}}$ 与质子能量 E_{p} 有如下简单的关系：

$$E_{\mathrm{c.m.}} = \frac{M_{\mathrm{b}} + M_{\mathrm{p}}}{4M_{\mathrm{b}}cos^{2}\theta_{\mathrm{lab}}}E_{\mathrm{p}} \tag{3}$$

式中 E_{p} 是反冲质子在反应点的能量，M_{b} 和 M_{p} 分别是 ^{22}Na 和质子的质量，θ_{lab} 是实验室系的角度，$E_{\mathrm{c.m.}}$ 的能量分辨由 $\Delta E - E$ 探测器的能量分辨、实验室系角度分辨以及粒子在靶中的能量岐离决定。寻找反应点的步骤如下：

第一步，从 ^{22}Na 入射粒子一进入反应靶开始，就逐点计算其在靶内沿入射角度前进时的剩余能量；

第二步，计算该能量下发生 ^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 弹性散射时产生的出射质子能量；

第三步，计算质子沿出射角度飞出反应靶后的剩余能量；

第四步，出射质子的剩余能量与硅 $\Delta E - E$ 探测器

望远镜探测到的能量作比较，若差值小于0.1 keV 时就认为找到了真实的反应点，进而确定 ^{22}Na 入射粒子在反应靶中的注入深度、E_p 与 $\theta_{出}$，计算出 $E_{c.m.}$。这一步主要通过数学插值方法实现，选择0.1 keV 是在考虑迭代效果与迭代次数的基础上，尽量降低因为数学插值过程中人为引入的误差。

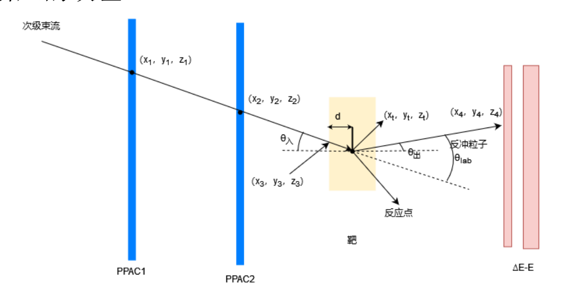


图 4　(在线彩图) ^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 弹性散射的两体运动学重构示意图

因为使用了 $(CH_2)_n$ 做反应靶，其内的 C 可能与 ^{22}Na 发生反应带来质子本底，为了获得质心系能谱，需要在质心系能谱中扣除碳本底的影响。首先按照上述步骤对碳靶测量到的质子本底事件进行同样运动学重构，获得在 C 靶下测量得到的质子质心系能谱。实验所用的 C 靶与 $(CH_2)_n$ 靶的原子数不同，两者所需的束流时间不同，在扣除本底时，必须首先进行归一化处理。归一化系数可由下式计算:

$$coe = \frac{I_{CH2}N_{CH2}}{I_C N_C} \tag{4}$$

上式中 I_{CH2} 和 I_C 分别是 $(CH_2)_n$ 靶和 C 靶中的束流粒子数，N_{CH2} 和 N_C 分别是 $(CH_2)_n$ 靶和 C 靶的靶原子数，在厚靶实验中，因为在厚靶中束流能量连续，因此需要根据所选的能量间隔，计算相应能量间隔下的靶原子数。经过归一化处理后，可将本底扣除获得净计数。经过扣除本底操作后的质心系能谱如图 5 所示, 图5(a) 对应实验室系 0°，图5(b) 对应实验室系 14°。

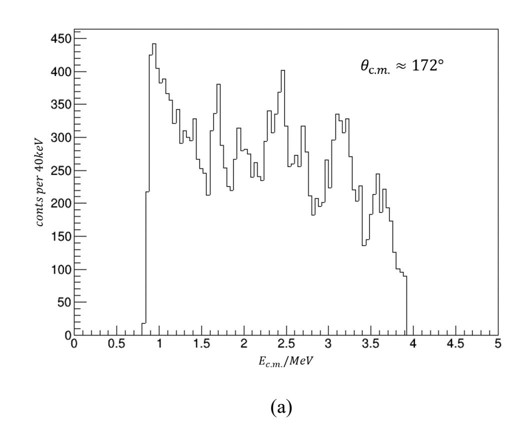
根据下式可计算出 ^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 在实验室系下的微分截面:

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\rm lab} = \frac{N_p}{I N_t d\Omega} \tag{5}$$

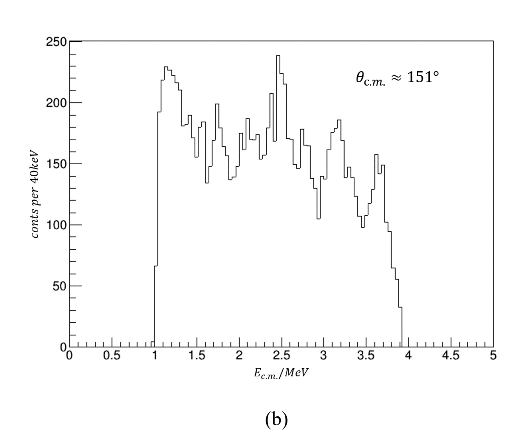
式中 I 为入射粒子数，N_p 与 N_t 分别为每个单位能量间隔下的出射质子数和靶原子数，$d\Omega$ 为立体角。最后利用下式可求出 ^{1}H(^{22}Na，p)^{22}Na 质心系的微分截面[21]，如图 6 所示。

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\rm c.m.} = \frac{1}{4cos\theta_{\rm lab}}(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\rm lab} \tag{6}$$

数据分析时因为对质子采用逐事件两体运动学重建，影响能量分辨的主要是探测器的本征分辨和能损



(a)



(b)

图 5　^{1}H(^{22}Na, p)^{22}Na 的质心系能谱

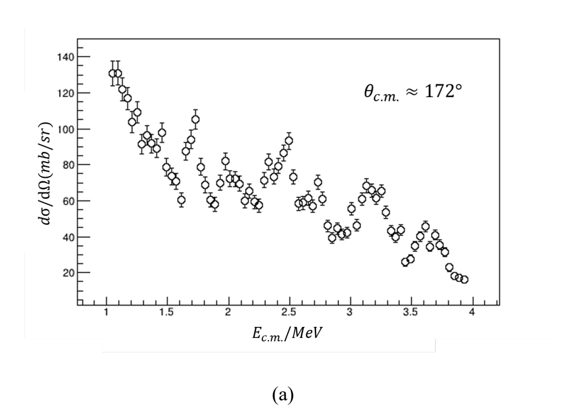
程序计算结果的偏差。^{22}Na 束流粒子的能量由 RIBLL1 的磁场设置值确定，误差相对较小，测量反冲质子的硅探测器能量不确定度接近50 keV。估计总的不确定度在100 keV 左右，因为逆运动学效应，质心系下的能量分辨率好近 4 倍，即25 keV 左右。考虑本底扣除与统计涨落的因素，图 6 中的 bin 宽选择为40 keV

在 R 矩阵理论中，弹性散射的截面公式如下[22]：

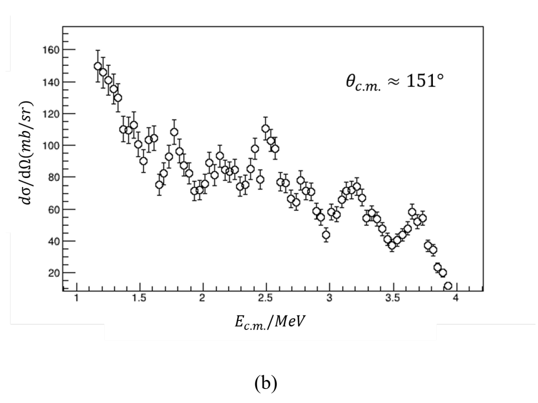
$$\begin{aligned}\sigma_{\alpha\alpha} =& \frac{\pi}{k_\alpha^2}\times\{\sum_{Jsl}4g_J sin^2\phi_c - g_J(\sum_{sl}{}'\Gamma_{\lambda c}) \\ &\times[\frac{2(E_\lambda+\Delta_\lambda-E)sin2\phi_c+\Gamma_\lambda(1-cos2\phi_c)}{(E_\lambda+\Delta_\lambda-E)^2+\Gamma_\lambda^2/4}] \\ &+g_J\frac{(\sum'_{sl}\Gamma_{\lambda c})(\sum'_{s'l'}\Gamma_{\lambda c'})}{(E_\lambda+\Delta_\lambda-{\rm E})^2+\Gamma_\lambda^2/4}\}\end{aligned} \tag{7}$$

式中，g_J 是自旋统计系数，定义为：

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \tag{8}$$



(a)



(b)

图 6 $^{1}H(^{22}Na, p)^{22}Na$ 弹性散射的激发函数

$\varGamma$ 和 $\varDelta$ 分别为能级宽度和能级偏移，其定义为：

$$\varDelta_{\lambda} = \sum_{c} \varDelta_{\lambda\lambda c} \tag{9}$$

$$\varGamma_{\lambda} = \sum_{c} \varGamma_{\gamma\gamma c}/2 \tag{10}$$

$$\varGamma_{\gamma c} = 2P_{c}\gamma_{\gamma c}^{2} \tag{11}$$

$$\varDelta_{\lambda c} = -(S_{c} - B_{c})\gamma_{\gamma c}^{2} \tag{12}$$

$\gamma_{\lambda c}$ 是初始本征函数的量值，定义为：

$$\gamma_{\lambda c} = (\frac{\hbar^2}{2M_{c}a_{c}})(\frac{1}{2})\sum_{p} C_{\lambda,c}u_{p}(a_{c}) \tag{13}$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \tag{14}$$

k_{α} 是波数，其定义为 $k_{\alpha} = \sqrt{2\mu E}/\hbar$，式中，$\mu$ 为约化质量，$\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$，$P_c$ 为穿透因子，ϕ_c 为硬球相位，B_c 为边界条件参数，E_{λ} 为特征值，I_1 与 I_2 分别是入射粒子和靶核的自旋量子数，J 是复合核的自旋量子数。式中第一项为势散射项，因为 ϕ_c 与自旋宇称无关，即硬球散射项，构成了激发函数的“基线”部分，即不显共振峰谷的部分，第二项为相干项，第三项为共振散射项，这两项构成了激发函数中的峰谷结构。

根据公式 7，散射截面与体系能量总体呈反比关系，这在图 6中得到清楚的体现。除了平滑的势散射部分，图 6 中还出现了不少峰谷结构，可以看作是 ^{23}Mg 的质子共振态，多能级 R-矩阵拟合可以细致地解析这些峰谷结构，提取^{23}Mg 质子共振态的共振参数。

3 总结与展望

本工作采用厚靶逆运动学方法测量了放射性束、^{22}Na+p 共振散射的激发函数，通过选取 $(CH_2)_n$ 靶减少了反应几何的不确定度，获到了质心系能量在1.5～4 MeV 能量区间的^{22}Na+p 弹性散射的激发函数，发现了明显的共振峰结构。目前我们正在利用 R-矩阵程序对实验结果进行理论分析，以便得到^{23}Mg 共振态的中心能量、自旋宇称以及质子宽度等共振参数，并进一步计算 $^{22}Na(p,\gamma)^{23}Mg$ 和 $^{19}Ne(\alpha,p)^{22}Na$ 反应在新星等环境中的天体物理反应率。

参考文献

[1] BLACK D C. Geochimica et Cosmochimica Acta, 1972, 36(3): 347. DOI: 10.1016/0016-7037(72)90028-2.

[2] ARNOULD M, NORGAARD H. Astronomy and Astrophysics, Vol 42, p 55 (1975), 1975, 42: 55.

[3] CLAYTON D D, HOYLE F. Astrophysical Journal, vol 187, p L101, 1974, 187: L101. DOI: 10.1086/181406.

[4] IYUDIN A, BENNETT K, LICHTI G, et al. Astronomy & Astrophysics, 2005, 443(2): 477. DOI: 10.1051/0004-6361:20041594.

[5] JOSÉ J, COC A, HERNANZ M. The astrophysical journal, 1999, 520 (1): 347. DOI: 10.1086/307445.

[6] GÖRRES J, WIESCHER M, GRAFF S, et al. Phys Rev C, 1989, 39 (1): 8. DOI: 10.1103/PhysRevC.39.8.

[7] SEUTHE S, ROLFS C, SCHRÖDER U, et al. Nuclear Physics A, 1990, 514(3): 471. DOI: 10.1016/0375-9474(90)90153-D.

[8] SALLASKA A, WREDE C, GARCÍA A, et al. Phys Rev Lett, 2010, 105(15): 152501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.152501.

[9] SALLASKA A, WREDE C, GARCÍA A, et al. Phys Rev C, 2011, 83 (3): 034611. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.034611.

[10] NANN H, SAHA A, WILDENTHAL B. Phys Rev C, 1981, 23(2): 606. DOI: 10.1103/PhysRevC.23.606.

[11] KUBONO S, YUN C, BOYD R, et al. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 1994, 348: 59. DOI: 10.1007/BF01291654.

[12] SCHMIDT S, ROLFS C, SCHULTE W, et al. Nuclear Physics A, 1995, 591(2): 227. DOI: 10.1016/0375-9474(95)00164-V.

[13] PERÄJÄRVI K, SIISKONEN T, HONKANEN A, et al. Phys Lett B, 2000, 492(1-2): 1. DOI: 10.1016/S0370-2693(00)01074-1.

[14] FRIEDMAN M, BUDNER T, PÉREZ-LOUREIRO D, et al. Phys Rev C, 2020, 101(5): 052802. DOI: 10.1103/PhysRevC.101.052802.

[15] IACOB V, ZHAI Y, AL-ABDULLAH T, et al. Phys Rev C, 2006, 74 (4): 045810. DOI: 10.1103/PhysRevC.74.045810.

[16] SAASTAMOINEN A, TRACHE L, BANU A, et al. Phys Rev C, 2011, 83(4): 045808. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.045808.

[17] KIRSEBOM O, FYNBO H, JOKINEN A, et al. The European Physical Journal A, 2011, 47: 1. DOI: 10.1140/epja/i2011-11130-4.

[18] JENKINS D G, LISTER C, JANSSENS R, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92(3): 031101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.031101.

[19] COMISEL H, HATEGAN C, GRAW G, et al. Phys Rev C, 2007, 75(4): 045807. DOI: 10.1103/PhysRevC.75.045807.

[20] JIN S, WANG Y, SU J, et al. Phys Rev C, 2013, 88(3): 035801. DOI: 10.1103/PhysRevC.88.035801.

[21] LU XiTing, Nuclear Physics, 2000. (in Chinese)
(卢希庭. 原子核物理 (修订版)[M]. 原子核物理（修订版）, 2000.)

[22] LANE A, THOMAS R. Reviews of Modern Physics, 1958, 30(2): 257. DOI: 10.1103/RevModPhys.30.257.

Study of the Proton Resonant States in ^{23}Mg via ^{22}Na+p Thick-Target Elastic Scattering

Y.Q. Zhang[1], L. Jing[2], Y.B. Wang[1], J. Hu[2], Z.Y. Han[1], Y.J. Li[1], Z.H. Li[1], G. Lian[1], Y.P. Shen[1], S.Q. Yan[1], S. Zeng[1], B. Guo[1], W.P. Liu[1], XFHDXHDXGJXFG[2], B.L. Jia[2], S.L. Jin[2], J.B. Ma[2], P. Ma[2], S.B. Ma[2], S.W. Xu[2], Y.Y. Yang[2], N.T. Zhang[2], X.D. Tang[2], L.Y. Zhang[2], J. Su[3], J.J. He[3], L.J. Sun[4], M.R. Huang[5], J.S. Wang[6], H.W. Wang[7]

(*1. China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China;*
2. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;
3. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
4. 4. Institute of Nuclear and Particle Physics,Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;
5. College of Mathematics and Physics, Inner Mongolia Minzu University, Tongliao Inner Mongolia Autonomous Region 028000, China;
6. School of Science, Huzhou University, Huzhou Zhejiang 313000, China;
7. Shanghai Institute of Applied Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract: In Orgueil meteorites, an exceptionally high ^{22}Ne/^{20}Ne abundance ratio or even nearly pure ^{22}Ne is observed, which is the so-called Ne extraordinary problem. Fossil material of extinct ^{22}Na is believed to be the origin of extraordinary ^{22}Ne, these ^{22}Na nuclides were trapped in grains and incorporated into meteorites in stellar explosive event. Supernovae and neon-rich novae are the primary events, which are responsible for the production of ^{22}Na through the explosive hydrogen burning process. ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg and ^{19}Ne(α, p)^{22}Na are two crucial reactions in the so-called NeNa-MgAl cycle and the rapid-proton process, which lead to the fast nucleosynthesis up to A=100 nuclide region and the outburst of novae and X-ray bursters. Since many proton resonance levels in odd-A compound nucleus ^{23}Mg may be involved at nova temperature, existing measurements can only provide partial effective information on the ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg reaction. Large uncertainties still exist in the astrophysical reaction rates of the two reactions at present. Thick target inverse kinematics method is a very effective way to scan the ^{23}Mg proton resonance levels related to the ^{22}Na(p, γ)^{23}Mg reaction via the excitation function of ^{22}Na(p, p) elastic scattering, which could be obtained over a large energy range in one-shot measurement with low-intensity radioactive ^{22}Na beam. In the present work, ^{22}Na+p resonance scattering via thick target inverse kinematics was studied at RIBLL1 radioactive beam line in the HIRFL national laboratory at Lanzhou. A high-purity ^{22}Na beam with an intensity of about 2×10^5 pps was produced via the ^{1}H(^{22}Ne,^{22}Na)n reaction with an alcohol-cooled hydrogen gas target. Time-of-Flight by two plastic scintillator detectors and two parallel-plate avalanche counters were used to monitor the ^{22}Na secondary beam before reaching the $(CH_2)_n$ target. The timing information is useful for beam particle identification and the position information is essential for ^{22}Na(p,p) elastic scattering kinematics reconstruction. Light recoil particles from ^{22}Na+p reaction system were detected by two sets of double-sided silicon strip detector telescopes centered at $\theta_{lab} = 0°$ and 14°, respectively, while the heavy recoil particles were stopped in the $(CH_2)_n$ thick target. Two-body kinematics reconstruction of ^{22}Na(p,p) elastic scattering is performed on the event-by-event basis, and an excitation function of ^{22}Na(p,p) is obtained in the energy range of $E_{c.m.}$ = 1.5 to 4 MeV. Obvious proton resonance structure is observed in the ^{23}Mg compound nucleus, which will be further analyzed with R-matrix nuclear theoretical model.

Key words: nova nucleosynthesis; astrophysical reaction rate; resonance scattering; thick-target inverse-kinematics method;

Received date: 02 Jan. 2024; **Revised date:** 02 Jan. 2024
Foundation item: National Natural Science Foundation of China （12275361，U2267205）;
Corresponding author: Y.B. Wang, E-mail: ybwang@cnncmail.cn